

文章编号: 1672-8785(2011)10-0001-11

碲镉汞雪崩光电二极管的发展

王忆锋 陈 洁 余连杰 胡为民

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 雪崩光电二极管 (APD) 工作在足够的反偏下, 光生载流子到达耗尽区并诱发放大过程。碲镉汞 (MCT) 电子和重空穴有效质量之间的非对称性会产生不相等的电子电离系数和空穴电离系数, 提供一个由单独一类载流子诱发的碰撞电离过程, 从而形成具有包括接近无噪声增益在内的“理想” APD 特征的电雪崩光电二极管 (EAPD)。对于包括低光子数在内的各种探测器应用, 国外已经实现了高增益 ($\sim 7 \times 10^3$)、过剩噪声因子接近于 1、THz 增益带宽积、皮秒级快速响应的 MCT/EAPD 器件。在对国外部分文献进行归纳与分析的基础上, 主要介绍了近年来有关 MCT/EAPD 的基础问题、器件结构、技术发展以及性能指标等方面的现状。

关键词: 红外探测器; 碲镉汞; 雪崩光电二极管; 雪崩增益; 带宽; 过剩噪声因子

中图分类号: TN30 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2011.10.001

Development of Mercury Cadmium Telluride Avalanche Photodiodes

WANG Yi-feng, CHEN Jie, YU Lian-jie, HU Wei-min

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: When an avalanche photodiode (APD) is operating at a sufficient reverse bias, the photo-generated carriers can reach the depletion region to induce a multiplication process. The asymmetry of the electron and hole in mercury cadmium telluride (MCT) in effective mass may result in unequal ionization coefficients and provide a single carrier induced impact ionization process. Thus, an electronic avalanche photodiode (EAPD) with “ideal” APD characteristics including near noiseless gain can be formed. At abroad, the MCT/EAPD devices with high gain ($\sim 7 \times 10^3$), low excess noise factor close to unity, THz gain-bandwidth product and fast response in the level of picoseconds are fabricated for various detector applications involving low photon numbers. The fundamental issues, device architectures, technology development and performance of MCT/EAPD are reviewed.

Key words: infrared detector; mercury cadmium telluride; avalanche photodiode; avalanche gain; band width; excess noise factor

0 引言

碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 以下简称为 MCT, 其

中 x 为 Cd 的组分) 已成为用于制备红外探测器的一种工业标准材料^[1]。根据红外响应波段的不同, MCT 器件有短波 (SWIR, $0.75 \sim 3 \mu\text{m}$)、

收稿日期: 2011-08-08

作者简介: 王忆锋 (1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

中波 (MWIR, $3 \sim 5 \mu\text{m}$)、长波 (LWIR, $8 \sim 12 \mu\text{m}$) 和甚长波 (VLWIR, $12 \sim 25 \mu\text{m}$) 器件之分。近年来, MCT 红外探测器已经发展到第三代了^[2], 其中重要的一类就是雪崩光电二极管 (Avalanche Photodiode, APD)。本文以导弹预警等低光子数探测应用为背景, 主要通过对国外近年来的相关文献资料进行归纳与分析, 介绍 MCT/APD 技术的发展状况。

1 导弹预警应用中的低光子数探测

低光子数是一个相对而言的概念, 它在英文文献中所对应的术语有 Low IR Input Flux^[3]、Low Photon Flux^[4]等。甚长距离探测 (Very Long Ranges Detection)^[3] 即属于低光子数问题。若要对甚长距离作一个量值描述, 或可以 1000 km 为界。利用文献^[5]中所介绍的方法, 可以估算出从数千千米外的目标投射到探测器上的光子数。近年来, 美国开始部署“天基红外系统 (SBIRS)”, 其轨道高度分别为 1600 km 和 36000 km。该系统使用 MCT 探测器^[6], 其中 SWIR MCT 用于导弹点火阶段侦察, MWIR 或 LWIR MCT 用于弹头跟踪。SBIRS 系统可在导弹发射后 10 ~ 20 s 内将预警信息传回地面指控中心。

需要注意到, 光子数中有一个时间量纲。在低光子数情况下, 要获得可检测的电信号有两条途径:

(1) 延长时间, 以累加出足够的电子数。这一点不适合军用, 特别是对反应时间要求极高的导弹预警。以美国 SBIRS 系统为例, 假定其最短探测时间 (10 s)^[6] 即为系统的积分时间。助推段的导弹从零开始加速, 位移相对较慢, 10 s 的积分时间可以满足探测要求。但要捕捉以 5 马赫速度 ($1700 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 1.7 \text{ m} \cdot \text{ms}^{-1} = 0.0017 \text{ m} \cdot \mu\text{s}^{-1}$)

在近地空间飞行的超高音速飞行器, 在 s 级甚至 ms 级时间尺度上实现探测的实用性明显较低。比较理想的是在 μs 级时间尺度上实现探测, 此时从目标投射到探测器上的光子数已经呈现出单光子的特征^[5]。

(2) 保持时间不变, 引入某种放大机制以增加电子数。在单位时间内仅有一个光子的极限情况下, 若将单光子衍生的电信号放大 10^6 倍以上, 则可实现单光子探测。这种放大可以一步到位, 也可以分步实现。例如, 先放大 10^3 倍, 再放大 10^3 倍, 两者之乘积即为总的放大倍数。

2 MCT/APD 的结构

APD 本质上是一种 pn 结。根据入射光子与 pn 结的相对方向不同, pn 结有平面结和垂直结之分, 如图 1(a) (p-on-n 结构与类似的 n-on-p 结构) 和图 1(b) 所示; 如果将垂直结绕成一个柱面形式, 就构成了环孔 (loophole/via hole)^[7]pn 结, 如图 1(c) (p-around-n 结构) 所示。美国 DRS 公司推出的高密度垂直集成光电二极管 (High Density Vertically Integrated Photodiode, HDVIP) 亦属于环孔结。

当入射光子波长 λ 小于截止波长 λ_c 时, 它将被 pn 结吸收, 产生电子-空穴对。截止波长 λ_c 与半导体材料的带隙 E_g (eV) 之间存在以下关系:

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} (\mu\text{m}) \quad (1)$$

MCT 的带隙 E_g 为^[8]

$$E_g = E_g(x, T) = -0.302 + 1.93x + 5.35 \times 10^{-4}(1 - 2x)T - 0.810x^2 + 0.832x^3 \quad (2)$$

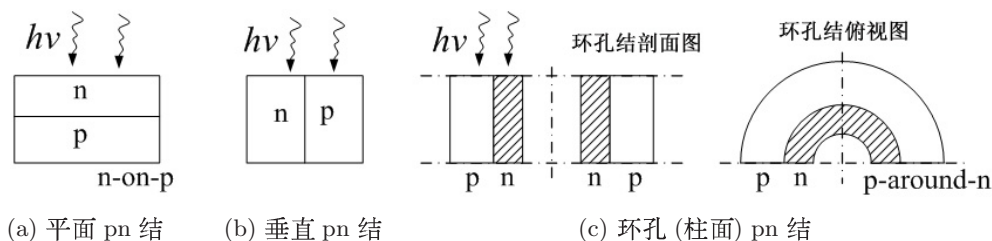


图 1 pn 结

式中, x 为材料组分, T 为温度。式 (2) 是一个对温度 T 成线性、对组分 x 成三次方关系的方程。另外, 将式 (2) 代入式 (1), 可得

$$\lambda_c = (-0.244 + 1.556x + 4.31 \times 10^{-4}(1 - 2x)T - 0.65x^2 + 0.671x^3)^{-1} \quad (3)$$

从式 (3) 中可以看出, 组分值 x 与截止波长 λ_c 大体上成反比, 即截止波长 λ_c 越短, 组分值 x 越大。有一种观点认为, 相比较而言, SWIR/MCT 器件易于制备^[9]。

当 $T=77\text{ K}$ 、 $\lambda_c=1.4\text{ }\mu\text{m}$ 时, 通过用 MATLAB 求解式 (3) 构成的一元三次方程, 可以求出具有物理意义的组分值为 $x=0.69$, 对应的带隙 $E_g=0.91\text{ eV}$ 。这是 MCT 材料值得注意的一个分界点。此时在其带隙附近, 电子从价带顶激发到导带底所需的能量, 与电子从自旋轨道裂开带顶部激发到价带顶部所需的能量相等, 出现可供 MCT/APD 利用的共振现象^[9]。在共振区域 ($0.6 < x < 0.7$)^[1], 空穴倍增占主导地位, 可以构成空穴雪崩光电二极管^[10]; 在非共振区域, 电子倍增占主导地位, 可以构成电子雪崩光电二极管 (EAPD)。从文献资料来看, 关于空穴雪崩光电二极管的研究较少。究其原因可能是性

能上存在差距, 例如即使在较高的反偏 ($> 40\text{ V}$) 下, 其增益也要低 3 个量级, 并且受限于 SWIR 波段^[1]。

本文主要介绍 EAPD。MCT/EAPD 的物理机制主要与 MCT 中电子和空穴的特点有关。例如, 在 MCT 的整个组分范围内, 重空穴质量约为 $0.55m_0$ (m_0 为电子的惯性质量); 电子的有效质量非常小, 约为 $0.07m_0E_g$ 。两者在质量上的这种非对称性导致电子的电离阈值能量约为 E_g , 空穴的电离阈值能量约为 $2E_g$ ^[7]。这些因素加剧了电子和重空穴倍增之间的差异。进一步的分析可见文献 [1,7] 等, 限于篇幅本文不予涉及。

3 pn 结中的耗尽区

至于 pn 结吸收产生的电子-空穴对能否被转换为光电流, 这要视吸收所在的空间位置而定。在反向偏置电压 (以下简称反偏, 即在 p 型区一侧加负电压, 在 n 型区一侧加正电压) 下, pn 结附近有一个既没有电子也没有空穴, 厚度约为 10^{-4} cm 的过渡区域。该区域称为空间电荷区、耗尽层或耗尽区, 其中电场强度可达 $10^4 \sim 10^6\text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$, 如图 2 所示。耗尽区概念是 APD 理论的基础之一。

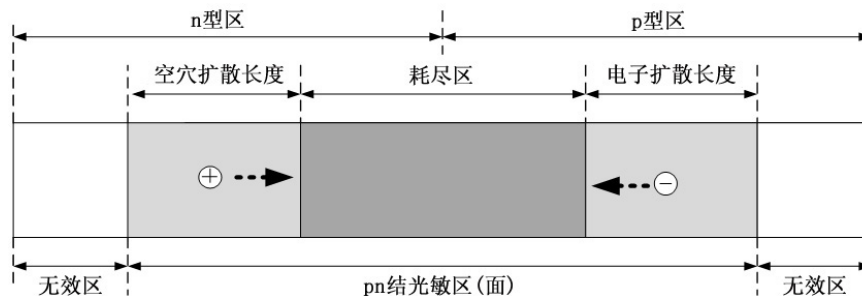


图 2 pn 结的耗尽区

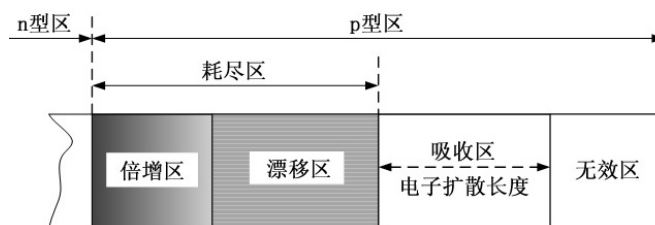


图 3 APD 的倍增区、漂移区和吸收区

如果吸收发生在耗尽区内,电子-空穴对会立即被其中的强电场分离,并贡献为外部电路中的光电流。如果吸收发生在耗尽区外两侧、一个载流子扩散长度以内,那么光生电子-空穴对首先必须扩散到耗尽区,然后在那里被电场分离后转化为光电流。文献 [11,12] 介绍了扩散长度的计算方法。每个吸收光子所产生的电子数称为增益^[10]。如果电子-空穴对生成在远离耗尽区的地方,那么它在被耗尽区电场分离之前即已被复合。换言之,从光电探测的角度来看,只有落在耗尽区及其附近的光子是有效的,而落在远离耗尽区处的光子是无效的,对于光电探测没有什么贡献,如图 2 所示。

理想 pn 结在反偏下会形成一股很小的反向电流。在特定的反偏下,反向电流会快速增大,这时的反偏称为(雪崩)击穿电压(V_{bd}),或称为雪崩阈值。击穿电压的计算方法可见文献 [13]。

载流子穿过耗尽区的过程是一个不断与半导体晶格发生碰撞的过程。在击穿电压附近,如果给耗尽区注入一个能量大于半导体带隙的光子,那么光子与晶格碰撞所传递的能量就足以使一个半导体原子电离,即激发一个电子从价带跃迁到导带、同时在价带留下一个空穴,从而产生一个电子-空穴对,这种现象称为碰撞电离。碰撞电离产生的额外载流子在耗尽区强电场的作用下立即得到加速,并与原来的载流子一起继续碰撞晶格,产生更多的载流子,出现类似于雪崩的载流子倍增效应,这就是 APD。文献 [14-16] 介绍了对于 MCT 碰撞电离进行数量研究的蒙特卡罗仿真模型,其中考虑了 MCT 的能带结构特征以及起主导作用的散射机制。

反偏一般在 mV 量级,相比之下,击穿电压要大得多(可能有几十伏)^[7]。尽管半导体材料的带隙越窄,击穿电压就越低^[17],但是击穿电压对于窄带隙 MCT/pn 结来说可能仍然太大,因为它可能产生较大的漏电流和噪声。一般期望以较小的、至多是中等大小的反偏来实现雪崩效应^[7]。此外,为了保护硅读出电路,反偏需要小于 8 V^[7]。从所涉及的文献资料来看,

MCT/APD 的反偏一般都明显小于击穿电压。例如,法国 Sofradir 公司制备的 APD 器件的反偏仅为 10 V^[14]。通过将耗尽区的带隙减小到 0.3 eV 左右,可以在中等反偏下实现 $G > 100$ ^[7]。

环孔结构可以获得均匀性较好的击穿特性^[15]。另外,为了使结表面各处的击穿电压一致,需要采用均匀掺杂的低缺陷材料,并且在器件制作过程中把缺陷的产生减至最低^[18]。利用汽相外延(VPE)、分子束外延(MBE)和金属有机汽相外延(MOVPE)等外延生长工艺可以实现所期望的多层 APD 结构,但是数量较高的界面失配位错可能会限制反偏增大到击穿的程度^[7]。

耗尽区内的电场强度是一个与空间位置相关的函数。在载流子进入耗尽区后的一段距离内,电场不足以引起碰撞电离,但通常能使载流子以饱和漂移速度 v_s 运动^[17]。这段距离所对应的区域称为漂移区。随后进入倍增区,出现雪崩放大。载流子从漂移区进入倍增区的过程称为注入。p-around-n 柱形几何结构有利于电子注入^[10]。图 3 以电子载流子为例,画出了 APD 的各个相关区域。如果进行细分,耗尽区可包括漂移区和倍增区;如果不加区分,也可以认为整个耗尽区就是倍增区。

已知耗尽区的宽度 W 和饱和漂移速度 v_s ,即可确定耗尽区内的漂移时间。作为一个概念性的示意^[19],设 $W = 10 \mu\text{m}$, $v_s = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$,则漂移时间为

$$\begin{aligned}\tau_t &= \frac{W}{v_s} = \frac{10 \times 10^{-4}}{10^7} = 10^{-10} \text{ s} \\ &= 100 \times 10^{-12} \text{ s} = 100 \text{ ps}\end{aligned}$$

在同样的饱和漂移速度下,若耗尽区宽度为 $2 \mu\text{m}$,则漂移时间为 $\tau_t = 20 \text{ ps}$ 。由此可见,若要降低漂移时间,则要求耗尽区尽可能窄。但是,耗尽区太窄又会使器件吸收的光子减少从而影响量子效率。

漂移时间的倒数大体上定义了带宽。事实上,文献中有关带宽的计算公式有

$$f = \frac{1}{2\tau_t}^{[19]}, \quad f = \frac{2.4}{2\pi\tau_t}^{[17]}, \quad f = \frac{2.2}{2\pi\tau_t}^{[1]} \quad (4)$$

可以看出,三者量级上是一致的,只是具体数值有些差异。

带宽反映了器件的响应速度。由于 MCT/EAPD 的电子迁移率高以及器件尺寸非常小, 电子的运动距离只有几微米, 故 EAPD 的带宽很大, 蒙特卡罗仿真预测带宽大于 2 GHz^[10]。文献 [20] 报道, 4 μm 的运动距离在 77 K 时可以提供 0.5 GHz 的带宽。低反偏 MCT/EAPD 可以实现具有 THz 级带宽的高增益^[21]。

如果满足带宽要求的 pn 结 (二极管) 的单元面积 (Unit Cell Size) 小于系统设计或读出电路要求的像元面积 (Pixel Size), 那么可以通过用较小的二极管单元构成一个大小与像元相当的 $N \times N$ 阵列的方式来解决保持高带宽的问题^[40]。可以将这些 $N \times N$ 个二极管并联到读出电路的输入端。只要二极管电容满足读出电路所设定的要求 (在设计考虑时容易做到这一点), 那么这种并联方式就不会影响像元的整体性能。

另外, 增益带宽积 (Gain-Band-Width Production, GBW) 是一个常数。这意味着要提高 APD 对于微弱信号的灵敏度, 就必然要使其响应带宽降低^[17]。

半导体材料的掺杂浓度一般在 $10^{14} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 量级, 其中下限 10^{14} cm^{-3} 是经提纯后的载流子浓度, 上限 10^{18} cm^{-3} 是重掺杂后的载流子浓度。耗尽区的材料提纯可使杂质浓度降到 $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ^[22]。杂质浓度小于 10^{14} cm^{-3} 的半导体材料已可视为本征半导体^[22]。

对于实际的 APD 器件, 为了使噪声最小化, 一般需要对 pn 结中的某一侧进行重掺杂。重掺杂会导致相应区域中的耗尽区宽度变得非常窄^[23] 并偏向于低掺杂材料一侧^[22]。具体到 MCT/EAPD 上, 就是要对 p 型区进行重掺杂, 但不能影响电子寿命, 因此也不能影响量子效率。这是因为高雪崩增益下的总电流可能会很大, 从而引起去反偏 (Debias)^[7]。n 型掺杂应尽可能低, 以避免带间隧穿; 耗尽区的宽度 (约等于 n 型区的宽度) 应该等于光学声子的平均自由程 ($2 \sim 4 \mu\text{m}$)。MWIR/EAPD 要求 n 区掺杂浓度小于 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; LWIR/EAPD 要求 n 区掺杂浓度小于 $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。杂质浓度越低, 光子

载流子的复合率就越低。结电容越小, 暗电流就越小, 响应速度也就越高。但实际上要实现低浓度 n 型掺杂并不容易^[7]。在用 MOVPE 制备器件时, 吸收区是一个特别的问题, 因为在高组分 x 材料中, 有效载流子输运所需要的 p 型掺杂可能太低^[7]。

MCT/EAPD 的光子吸收应出现在 p 型材料区, 以产生少数载流子电子。从这一点来看, 环孔器件结构可能并不理想, 因为光子会同时被 n 型区和 p 型区吸收。但环孔 pn 结成结工艺的一个优点是它有利于扫出杂质, 留下一个掺杂浓度非常低的 n 型区^[7]。这意味着即使在中等量值的反偏电压下耗尽区扩展到几乎整个 n 型区, 在像元的大多数位置上也会出现雪崩。当 HDVIP 的反偏从典型的 50 mV 增加到几伏时, 中心的 n 型区变得完全耗尽, 生成一个高电场的倍增区^[10]。

4 APD 的增益

通过引入增益 (或称为倍增系数) M , 可以描述由雪崩效应导致的反向电流增加现象^[24], 即

$$M \equiv \frac{|I|}{I_0} \quad (5)$$

式中, I 为反向电流, I_0 为没有任何载流子雪崩时的电流。与其他 APD 器件材料相比, MCT/APD 具有较好的增益稳定性^[9]。另外, 圆柱形的耗尽区可获得较为均匀的增益^[1]。

实用中有以下拟合公式:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{bd}}\right)^m} \quad (6)$$

式中, m 为取 $2 \sim 6$ 的常数^[25], 其具体数值由 pn 结低掺杂一侧的导电类型而定^[13]。改变反偏可以使增益 M 取任意值^[25]。从式 (6) 中可以看出, 当反向偏向 V 与击穿电压 V_{bd} 的取值接近时, 就可能使 $M > 10^6$ 。从概念上说, $M > 10^6$ 的意义在于可能实现单光子或者接近单光子的探测。文献 [26] 指出, 只有电子增益比前放噪声高出 $10^4 \sim 10^7$, 才可能实现单光子探测。文献 [27] 报道, 80 K/MWIR/EAPD 的增益 $M = 7000$ 。在所涉及的文献资料中, 尚未见到 MCT/EAPD 的

增益达到 $\sim 10^6$ 量级的报道。事实上,人们一般是先使增益达到 $\sim 10^3$ 左右,再以增益在 $\sim 10^3$ 的低噪声放大器与之配合,从而获得单光子探测所需的 $\sim 10^6$ 量级增益的。这样的 APD 称为线性 APD [28-31]。

对于 MCT/EAPD, M 可按式 (7) 计算 [1,7,16,32]。

$$M = 1 + 2^{2(V-V_{th})/V_{th}}, \quad V_{th} = 6.8E_g \quad (7)$$

式中, V_{th} 为碰撞电离的阈值电压。当 $V_{th} = 2V$ 时 [7], 由式 (7) 可以估算出,要使 $M = \sim 10^6$, 反偏应在 22 V 左右。

增益 M 是反偏 V 和温度 T 的函数,故两者必须非常稳定 [33]。温度稳定实际上就给制冷提出了要求。虽然有函数相关性,但实际上在文献中并没有看到较为明确的 $M(V, T)$ 函数表达式。当温度 T 一定时, MWIR/EAPD 器件的 $M(V)$ 可按式 (8) 计算 [32]。

$$M(V) = \frac{I_{illu}(V) - I_{dark}(V)}{I_{illu}(V=0) - I_{dark}(V=0)} \quad (8)$$

式中, $I_{illu}(V)$ 和 $I_{dark}(V)$ 分别为反向偏压 V 下, 归一化的光电流和暗电流; $I_{illu}(V)$ 和 $I_{dark}(V)$ 分别为反向偏压 $V = 0$ 时归一化的光电流和暗电流。作为反向偏压 V 的一个函数, $M(V)$ 呈现指数形式的增加 [1]。

当然,不同的应用背景对于增益的要求也不相同。例如,激光雷达成像 (LADAR) [31,34-37] 要求探测器的灵敏度比常规红外成像器件的高出 100 倍左右,增益在 150 左右的 MCT/APD 即可满足这一要求 (对于大多数实际应用, 20 [36] ~ 40 的增益已经够用了) [18]。

5 MCT/APD 的噪声

探测器噪声可以分为内部噪声和外部噪声两种。其中,外部噪声包括光子噪声、前置放大器 (前放) 噪声和颤振噪声等。内部噪声包括约翰逊噪声、肖特噪声和产生-复合噪声等。APD 的最佳工作点在其输出信噪比达到最大值处。一般总是希望光电器件在最佳信噪比下工作 [22]。

红外探测系统通常受限于光子噪声、前放噪声或约翰逊噪声 [33]。一般战术应用的红外系统,仅从背景辐照到探测器上的光子数已在 10^{16} s^{-1} 量级 [7], 此时噪声统计特征由光子噪声决定。这就是所谓的背景限条件 [7], 相应的器件不需要增益机制,如常规的 pn 结光电二极管、PIN 光电二极管等。

在低光子数情况下,光子信号往往小于前放的噪声水平,这时前放就成为限制噪声源。为了实现探测,就要求器件具有某种增益机制 (对于 APD 来说,就是雪崩放大),以尽可能无噪声地放大探测器的信号和噪声,直到探测器噪声大于前放噪声 [33]。当一个光子脉冲的信噪比 (SNR) 比前放噪声水平高出 13.7 时,线性模式 MCT/EAPD 可以实现单光子探测 [38]。

一般而言,在信号放大过程中总会伴随着对噪声的放大,而且放大器产生的噪声也会增加到信号中,因此信号放大一般会导致 SNR 降低。而雪崩实际上是一种选择性放大,其作用范围只限于内部的 APD 信号和噪声,不包括外部的电路噪声,故可以改善信噪比 [24]。随着增益的增加,这种改善一直会持续到 APD 噪声与前放噪声相等,此时信噪比一般开始衰减 [10]。

APD 中与增益过程相关的噪声称为过剩噪声。又称为雪崩噪声,它是雪崩放大过程中统计起伏的结果。过剩噪声造成的结果就是噪声随增益的增加快于信号随增益的增加。SNR 的表达式与多项信号和噪声有关 [33]。作为一种简略的定性描述,可以写出下列关系

$$SNR \propto \frac{1}{\sqrt{F(M)}} \quad (9)$$

式中, $F(M)$ 为过剩噪声因子。它是在电场为常数和电离系数 $k = \alpha_h/\alpha_e$ 为常数的假设下,从 McIntyre 理论中推导出来的 [39]。对于电子雪崩,过剩噪声因子 $F(M)$ 可以写为

$$F(M) = kM + \left(2 - \frac{1}{M}\right)(1-k) \quad (10)$$

式中, α_h 为空穴电离系数 (cm^{-1}), α_e 为电子电离系数。对于 APD 而言,最好的情况是其中有一个电离系数为零 [33]。具体到式 (10) 上来

说, 就是空穴电离系数 $\alpha_h = 0$, 这时有 $k = 0$, $F(M) = 2 - 1/M$ 。最坏的情况是两个电离系数相等, 这时有 $F(M) = M$ 。在通常情况下, α_h 和 α_e 是不同的, 有

$$\left(2 - \frac{1}{M}\right) < F(M) \leq M \quad (11)$$

半导体的能带结构对于过剩噪声因子具有最基本的影响。APD 设计的一个重要考虑是如何减小过剩噪声。过剩噪声因子与吸收区的填充因子有关^[11]。为了使过剩噪声最小, APD 一般被设计成使具有最高电离系数的载流子注入最大^[10]。另外, 通过各种优化器件几何结构的方法可以降低过剩噪声。质量材料对于 MCT/EAPD 在较高的反偏下保持低噪声也有着重要影响^[18]。

$k = 0$ 所对应的增益又称为无噪声增益^[16], 此时的增益与带宽无关^[10,40]。SWIR/MCT/EAPD、MWIR/MCT/EAPD 无噪声增益工作的特点也被基于能带结构和散射模型的蒙特卡罗建模仿真所证实^[14]。77 K 下的有关测量结果表明^[10,40], 包括 SWIR、MWIR 和 LWIR 在内的 MCT/EAPD 的特征与“理想的” $k = 0$ /APD 相吻合, 即具有均匀、指数形式且未击穿的增益-电压特征, 同时具有与增益无关的低过剩噪声因子。而从式 (10) 中可以看出, 在一般情况下, 过剩噪声因子与增益有关。

可获得的最大倍增受限于增益带宽积限制 (击穿) 与增益饱和效应^[33]。增益饱和可以由载流子通过耗尽区时形成光电流、在外接电路的电阻上形成压降、电阻发热 (这将使 α_h 和 α_e 减小) 以及电场强度降低而引起^[33]。当光电流小于暗电流时, 最大倍增受限于暗电流^[33]。因此, 暗电流必须尽可能低, 以从增益饱和中获得最大倍增。由于与肖特噪声相关, 故也应避免暗电流较大。

6 暗 电 流

没有入射光子时流过探测器的电流称为暗电流。暗电流机制主要包括扩散电流、产生-复合电流、带间隧穿电流以及陷阱辅助隧穿电流等四种, 有关计算公式可见文献 [1,7]。暗电流和总电流 (暗电流 + 光电流) 随着反偏的增大而呈现指

数形式的上升^[32]。暗电流会引起散粒噪声, 降低信噪比, 故暗电流和噪声电流必须最小^[9,41-44]。文献 [40] 报道了一组 MWIR/HDVIP/EAPD 高反偏暗电流数据。

一般而言, 基本的暗电流机制的累积并不能与实验数据完全吻合^[41-44]。与制备工艺相关的参数, 例如钝化界面特征, 也会影响 APD 的性能^[1]。表面漏电流和 $1/f$ 噪声对暗电流也有贡献^[44]。另外, 器件的表面钝化得越好, 耗尽区越远离表面, 表面漏电流就越小^[22]。

等效肖特噪声限输入电流 (Equivalent Shot Noise Limited Input Current) I_{eq-in} 可用于量化暗电流及相应的暗电流噪声^[21,42,45,46]。 I_{eq-in} 是一个较好的性能指标, 可以从没有残余辐通量的噪声测量中估测得出。从噪声测量中减去估测出的已被放大的残余光子辐通量噪声, 即可确定 I_{eq-in} 。有以下计算公式^[21,42]:

$$I_{eq-in} = \frac{i_{dark}^2}{2qM^2F(M)} \leq \frac{i_{dark}^2}{2qM^2} \quad (12)$$

式中, M 和 F 分别为增益和过剩噪声因子, i_{dark} 为暗电流。

7 APD 的发展

文献 [20,28,34,47-57] 介绍了近年来为航天及军事应用研发的以非常短的积分时间进行低光子数探测的 MCT/APD 器件。国际上正在制备不同结构形式 (例如平面结、HDVIP 等) 的 MCT/APD。一些领先团队正在尝试实现高增益、高 GBW、低过剩噪声、快速响应时间以及较宽的工作温度窗口。表 1 列出了其中的部分细节信息。

8 结 束 语

基于窄带隙材料的 MCT/EAPD 具有高增益、高量子效率、高灵敏度、低暗电流、低过剩噪声以及快速响应等特点。在所有三个重要的红外窗口, MCT/EAPD 已被证实具有实现低光子数探测甚至单光子探测的潜力^[1]。国外有多个研究团队正在致力于改进现有技术, 研发各波段的 MCT/EPAD 红外探测器。美国几年前在其小企业创新研究计划 (SBIR) 中即已安排单光子

表 1 部分 MCT/APD 器件的结构特点与性能参数

序号	组分/ 截止波长	器件结构	器件几何特征	性能	出处
1	$\lambda_c = 1.5$ $\sim 1.6 \mu\text{m}$	p-i-n/EAPD	320×256 阵列 中心距 = 24 μm	$M < 150$ (8 V 反偏, 90 K) 暗电流: $1 \sim 100 \text{ nAcm}^{-2}$ 过剩噪声因子 (F) < 1.3 量子效率: $> 75\%$	[58]
2	$\lambda_c = 5.0 \mu\text{m}$	MBE/p-i-n/EAPD p 区掺杂浓度: $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ n ⁺ 区掺杂浓度: 10^{18} cm^{-3}	中心距 = 30 μm	BW=145 MHz (M=5300) GBW=730 GHz (77 K) $F = 1.0 \sim 1.3$ $I_{eq-in} \approx 2 \times 10^{-13} \sim 1 \times 10^{-12} \text{ A}$	[21]
3	$x = 0.3$	HDVIP/EAPD/ 前照 p-around-n/n ⁺ -n ⁻ -p 结构 p 区掺杂浓度: $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ n ⁻ 区掺杂浓度: $(2 \sim 4) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	7×7 阵列 像元面积 =105×105 μm^2 单元中心距 =12.5 ~ 25 μm	$M = 50$ (6 V 反偏, 77 K) 较高反偏下, $M = 100$ 上升时间 = 1 ns 过剩噪声因子 < 2 ($k = 0$)	[15]
4	$x = 0.7$ $\lambda_c = 1.3 \mu\text{m}$	通过注入铝离子 (60 keV, 10^{14} cm^{-2}) 和低温退火形 成 n ⁺ -n ⁻ -p 结构; p 型衬 底掺杂浓度: 10^{16} cm^{-3}	光敏面直径 = 80 μm	BW=650 MHz (M=5) 暗电流 = 2 nA (10 V 反偏) 1.3 μm 处的灵敏度 $\approx 0.8 \text{ AW}^{-1}$ 电容 $\leq 1 \text{ pF}$ (10 V 反偏) 量子效率: 70 % 光谱范围: 0.9 ~ 1.35 μm	[59]
5	$x = 0.44$ $\lambda_c = 1.6$ $\sim 2.5 \mu\text{m}$	p-n ⁻ -n ⁺ 结或平面结 通过注入铝离子 (250 keV, 10^{14} cm^{-2}) 形成 n ⁻ 层; p 型衬底掺杂浓度: 10^{16} cm^{-3}	光敏面直径 = 30 μm	BW=1000 MHz (M=5) 暗电流 = 2 μA (10 V 反偏) 1.3 ~ 2.5 μm 波段灵敏度 $\approx 0.2 \text{ AW}^{-1}$ 电容 $< 1 \text{ pF}$ (10 V 反偏) 量子效率: 50 % ~ 60 %	[60]
6	$\lambda_c = 2.2 \mu\text{m}$ 、 5 μm 、10 μm	HDVIP/EAPD/ 侧照 p-around-n/n ⁺ -n ⁻ -p 6 ~ 9 μm 厚 p 型材料 用离子注入构建低掺杂 ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) 的 n ⁻ 区	8×8 阵列 中心距 = 64 μm	BW $\leq 400 \text{ MHz}$ (77 K) $M \geq 1000$ 在 10.5 V 反偏下, 增益归一化 暗电流密度在 $5.2 \times 10^{-7} \sim$ $1.2 \times 10^{-6} \text{ Acm}^{-2}$ 之间变化 低过剩噪声 ($k = 0$) 工作	[40]
7	$\lambda_c = 3.54 \mu\text{m}$ 、 4.06 μm 、 4.23 μm	LPE/n-on-p/EAPD 背照 / 平台结 p 型层掺杂浓度 = $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	4×4 阵列 单元面积 =250×250 μm^2	BW=500 MHz 在不同温度 (80 K、120 K、 160 K 和 200 K) 和二极管面 积下测量增益, $M \leq 700$ 增益归一化暗电流密度 =0.67 μAcm^{-2} (10 V 反偏)	[61]
8	$x = 0.3$ $\lambda_c = 5.2 \mu\text{m}$	LPE/n ⁺ -n ⁻ -p/ 平面结 p 型层掺杂浓度 = $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	结宽度 $> 4 \mu\text{m}$	BW=600 MHz M=3500 (12 V 反偏, 80 K) GBW=2.1 THz 上升时间 = 70 ps 开发了 1D 激励响应模型	[46]
9	$\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$	LPE/MBE/ 外延片	线列为 16×2、 32×1、10×10; 50 μm 方形光敏元 二极管直径为 50 μm 、 100 μm 、200 μm 和 300 μm	BW $\geq 100 \text{ MHz}$ M > 20 (单元 APD) M > 10 (线列) NEP $< 2 \text{ nW}$ 填充因子 $> 80\%$ 串音 $< 2\%$ 暗电流 $\leq 10 \text{ nA}$ 探测器上升时间 $< 10 \text{ ns}$	[62]

10	$\lambda_c = 5.0 \mu\text{m}$	MBE/p-i-n/EAPD p 型层掺杂浓度 $=3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	中心距 $=30 \mu\text{m}$	$M = 5300$ (12.6 V 反偏, 80 K) 噪声因子 $F=1 \sim 1.5$ 截止波长为 $5.1 \mu\text{m}$ 时, 增益 归一化暗电流密度在 $1 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-6} \text{ Acm}^{-2}$ 之间变化	[42]
11	$\lambda_c = 4.06 \mu\text{m}$	LPE/n-on-p/EAPD 背照 / 平面结 p 型层掺杂浓度 $=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	4×4 阵列 单元面积 $=250 \times 250 \mu\text{m}^2$	BW=500 MHz (160 K) $M=648$ (11.7 V 反偏) 量子效率 $> 90 \%$ 增益归一化暗电流 $< 1 \text{ pA}$	[32]
12	$x = 0.3$ $\lambda_c = 4.8$ $\sim 5.3 \mu\text{m}$	LPE/MBE/n-on-p/EAPD 前照结构	$M=2800$ BW=400 MHz GBW=1.1 THz	较高偏压下 $M=2800$ 当增益从 $M=1$ 变化到 $M > 2800$ 时, 上升时间从 36 ps 增加到 60 ps , 下降时间从 700 ps 增加到 876 ps ; 工作温度: 77 K	[47]
13	$x = 0.3$ $\lambda_c = 5.0$ $\sim 5.3 \mu\text{m}$	LPE/MBE/p-i-n/EAPD p 型层掺杂浓度 $=3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	中心距分别为 $15 \mu\text{m}$ 、 $30 \mu\text{m}$ GBW=1.1 THz	NETD=12 mK 响应率: 9.6 pAK^{-1} (77 K) 低反偏下具有高增益 $I_{eq-in} \approx 100 \text{ fA}$ ($M=30$) 响应时间: 900 ps $\sim 5 \text{ ns}$	[34]
14	$x = 0.3$ (厚 $2 \mu\text{m}$) $x = 0.6$ (厚 $1 \mu\text{m}$)	MBE/p-i-n/APD	320×256/FPA 中心距 $=30 \mu\text{m}$ 已实现 SWIR 成像	过剩噪声因子: $1.3 \sim 2.2$ ($M \sim 10$) 量子效率: $30 \% \sim 40 \%$ 热扩散电流: $0.1 \sim 0.3 \text{ mAcm}^{-2}$ 工作温度: 80 $\sim 200 \text{ K}$	[52]
15	$\lambda_c = 4.9 \mu\text{m}$	MBE/p ⁺ -n ⁻ -n ⁺ /APD Si 衬底	二极管面积 $=400 \times 400 \mu\text{m}^2$	$R_0 A \sim 3 \times 10^6$ 工作温度: 80 K $M \sim 800$ (10 V 反偏) 过剩噪声因子: $1 \sim 1.2$	[53]

MCT/EAPD 项目^[28]。根据 LETI/Sofradir 的 MCT/EAPD 发展路线图, 法国从 2011 年开始研发基于单光子计数的 FPA 器件^[29]。总的看来, 从基础理论到实际应用中, MCT/EAPD 均对材料生长、器件制备、读出电路^[26,27,30,31,35-37,54]和光学设计等方面都提出了更新、更高的要求(例如, 需要非常精细的光学设计, 需要降低对于制冷的要求以及需要更好地掌握暗电流机理等^[7])。

参考文献

- [1] Anand S, Vanya S, Ravinder P. HgCdTe Avalanche Photodiodes: A Review [J]. *Optics & Laser Technology*, 2011, **43**(1): 1358-1370.
- [2] 王忆锋, 唐利斌. 碲镉汞近年来的研究进展 [J]. *红外技术*, 2009, **31**(8): 435-442.
- [3] Pistone F, Tribolet P, Decaens G, et al. Low IR Input Flux Condition Operations Thanks to MCT e-APD [C]. *SPIE*, 2010, **7660**: 76603B.
- [4] Chorier P, Tribolet P. High Performance HgCdTe SWIR Detectors for Hyperspectral Instruments [C]. *SPIE*, 2001, **4540**: 328-341.
- [5] 王忆锋, 余连杰, 陈洁, 等. 基于探测距离的军用红外探测器分类 [J]. *红外*, 2011, **32**(6): 34-38.
- [6] 袁俊. 弹道导弹预警关键技术的应用发展 [J]. *中国航天*, 2002, **23**(11): 159-164.
- [7] Capper P, Garland J. Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2011.
- [8] Hansen G L, Schmit J L, Casselman T N. Energy Gap Versus Alloy Composition and Temperature in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [J]. *Journal of Applied Physics*, 1982, **53**(7): 7099-7101.
- [9] Norton P. HgCdTe Infrared Detectors [J]. *Opto-Electronics Review*, 2002, **10**(3): 159-174.
- [10] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, et al. The HgCdTe Electron Avalanche Photodiode [J]. *IEEE Leos Newsletter*, 2006, **25**(10): 8-12.
- [11] Beck J D, Scritchfield R, Sullivan B, et al. Performance and Modeling of The MWIR HgCdTe Electron Avalanche Photodiode [C]. *SPIE*, 2009, **7298**: 729838.
- [12] Liu M, Wang S, Campbell J C, et al. Study of Diffusion Length in Two-dimensional HgCdTe Avalanche

- Photodiodes by Optical Beam Induced Current [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **98**(7): 509–513.
- [13] 刘树林, 张华曹, 柴常春. 半导体器件物理 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [14] Ma F, Li X, Campbell J, et al. Monte Carlo Simulations of $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ Avalanche Photodiodes and Resonance Phenomenon in The Multiplication Noise [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(4): 785–787.
- [15] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, et al. MWIR HgCdTe Avalanche Photodiodes [C]. *SPIE*, 2001, **4454**: 188–197.
- [16] Kinch M A, Beck J D, Wan C F, et al. HgCdTe Electron Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2004, **33**(6): 630–639.
- [17] 孟庆巨, 刘海波, 孟庆辉. 半导体器件物理 [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [18] Baker I, Owtona D, Trundle K, et al. Advanced Infrared Detectors for Multimode Active and Passive Imaging Applications [C]. *SPIE*, 2008, **6940**: 69402L.
- [19] Donald A N 著. 赵毅强, 姚素英, 解晓东, 等译. 半导体物理与器件 (第三版) [M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [20] Beck J D, Woodall M, Scritchfield R, et al. Gated IR Imaging with 128×128 HgCdTe Electron Avalanche Photodiode FPA [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1334–1343.
- [21] Rothman J, Perrais G, Destefanis G, et al. High Performance Characteristics in Pin MW HgCdTe e-APDs [C]. *SPIE*, 2007, **6542**: 19–29.
- [22] 马声全, 陈贻汉. 光电子理论与技术 [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [23] Pierret R F 著. 黄如, 王漪, 王金延, 等译. 半导体器件基础 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [24] 吴兴惠, 项金钟. 现代材料计算与设计教程 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2002.
- [25] Vallergera J, McPhatea J, Dawson L, et al. Mid-IR Photon Counting Array Using HgCdTe APDs and The Medipix2 ROIC [C]. *SPIE*, 2007, **6660**: 66600O.
- [26] Rothman J, Borniol E, Gravrand O, et al. HgCdTe APD-focal Plane Array Development at DEFIR [C]. *SPIE*, 2010, **7834**: 78340D.
- [27] NASA SBIR Solicitation: Single Photon Sensitive HgCdTe Avalanche Photodiode Detector (APD) [EB/OL]. <http://sbir.nasa.gov/SBIR/abstracts/06-2S>, 2006.
- [28] Rothman J. HgCdTe Avalanche Photodiodes: A Noiseless Revolution of Photo-detection and Imaging [EB/OL]. http://www.eso.org/sci/meetings/2009/dfa2009/Presentations/Rothman-ESO_2009-vf.ppt, 2009.
- [29] Gleckler A, Strittmatter R, Apponi A, et al. Application of An End-to-end Linear Mode Photon-counting (LMPC) Model to Noiseless-gain HgCdTe APDs [C]. *SPIE*, 2011, **8033**: 80330O.
- [30] Borniol E, Castelein P, Guellec F, et al. A 320×256 HgCdTe Avalanche Photodiode Focal Plane Array for Passive and Active 2D and 3D Imaging [C]. *SPIE*, 2011, **8012**: 801232.
- [31] Reine M B, Marciniec J W, Wong K K, et al. HgCdTe MWIR back Illuminated Electron Initiated Avalanche Photodiode Arrays [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2007, **36**(8): 1059–1067.
- [32] Dereniak E L, Boreman G D. Infrared Detectors and Systems [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1996.
- [33] Rothman J, Perrais G, Borniol E D, et al. HgCdTe APD-focal Plane Array Development at CEALeti-Minatec [C]. *SPIE*, 2008, **6940**: 69402N.
- [34] Guellec F, Tchagaspian M, Castelein P, et al. Advanced Pixel Design for Infrared 3D LADAR Imaging [C]. *SPIE*, 2008, **6940**: 69402M.
- [35] Borniol E, Guellec F, Rothman J, et al. Experimental Characterization of An Infrared Focal Plane Array for Flash Laser Radar Imaging [C]. *SPIE*, 2010, **7834**: 78340P.
- [36] Borniol E, Guellec F, Rothman J, et al. HgCdTe -based APD Focal Plane Array for 2D and 3D Active Imaging: First Results on A 320×256 with 30 m Pitch Demonstrator [C]. *SPIE*, 2010, **7660**: 76603D.
- [37] Beck J D, Scritchfield R, Mitra P, et al. Linear-mode Photon Counting with The Noiseless Gain HgCdTe e-APD [C]. *SPIE*, 2011, **8033**: 80330E.
- [38] McIntyre R J. Multiplication Noise Uniform Avalanche Diodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1966, **13**(1): 164–168.
- [39] Beck J D, Wan C, Kinch M A, et al. The HgCdTe Electron Avalanche Photodiode [J]. *Journal of Electronic Material*, 2006, **35**(6): 1166–1173.
- [40] Velicu S, Ashokan R, Sivananthan S. A Model for Dark Current and Multiplication in HgCdTe Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2000, **29**(6): 823–827.
- [41] Perrais G, Gravrand O, Baylet J, et al. Gain and Dark Current Characteristics of Planar HgCdTe Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Material*, 2007, **36**(8): 963–970.
- [42] Kinch M A. HgCdTe : Recent Trends in The Ultimate IR Semiconductor [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2010, **39**(7): 1043–1052.
- [43] Bae S H, Lee S J, Kim Y H, et al. Analysis of 1/f Noise in LWIR HgCdTe Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2000, **29**(6): 877–882.
- [44] Rothman J, Perrais G, Ballet P, et al. Latest Developments of HgCdTe e-APDs at CEALETI-Minatec [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1303–1310.
- [45] Perrais G, Derelle S, Mollard L, et al. Study of The Transit-time Limitations of The Impulse Response

- in Mid-wave Infrared HgCdTe Avalanche Photodiode [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2009, **38**(8): 1790–1799.
- [46] Perrais G, Rothman J, Destefanis G, et al. Impulse Response Time Measurements in $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ MWIR Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1261–1273.
- [47] Gestefanis D. Advanced MCT Technologies in France [C]. *SPIE*, 2007, **6542**: 65420D.
- [48] Mallick S, Banerjee K, Velicu S, et al. Avalanche Mechanism in $\text{p}^+\text{-n}^-\text{-n}^+$ and $\text{p}^+\text{-n}$ Mid-wavelength Infrared $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ Diodes on Si Substrates [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1488–1496.
- [49] Mitra P, Beck J D, Skokan M R, et al. Adaptive Focal Plane Array (AFPA) Technologies for Integrated Infrared Microsystems [C]. *SPIE*, 2006, **6232**: 62320G.
- [50] Beck J D, Scritchfield R, Sullivan B, et al. Performance and Modeling of The MWIR HgCdTe Electron Avalanche Photodiode [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2009, **38**(8): 1579–1592.
- [51] Rothman J, Baier N, Ballet P, et al. High-operating-temperature HgCdTe Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2009, **38**(8): 1707–1716.
- [52] Ghosh S, Mallick S, Banerjee K, et al. Low-noise Mid-wavelength Infrared Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(6): 1764–1769.
- [53] Pistone F, Tribolet P, Lefoul X, et al. New High Gain Detectors for Active Imaging [C]. *SPIE*, 2009, **7298**: 34–44.
- [54] Baker I M, Duncan S S, Copley J W. A Low-noise Laser-gated Imaging System for Long-range Target Identification [C]. *SPIE*, 2004, **5406**: 133–140.
- [55] Williams G M, Compton M A, Huntington A S. High-speed Photon Counting with Linear-mode APD Receivers [C]. *SPIE*, 2009, **7320**: 732012.
- [56] Mahlein K M, Bauer A, Bitterlich H, et al. Next Generation IR Sensor Technology for Space Applications at AIM [C]. *SPIE*, 2008, **7106**: 71061J.
- [57] Demiguel S. Theoretical Analysis and Comparison of SWIR Active Imaging Detectors [C]. *SPIE*, 2009, **7298**: 36–46.
- [58] Alabedra R, Orsal B, Lecoy G, et al. An $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ Avalanche Photodiode for Optical-fiber Transmission Systems at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1985, **32**(7): 1302–1306.
- [59] Orsal B, Alabedra R, Maatougui A, et al. $\text{Hg}_{0.56}\text{Cd}_{0.44}\text{Te}$ 1.6 to 2.5 μm Avalanche Photodiode and Noise Study Far from Resonant Impactionization [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1991, **38**(8): 1748–1756.
- [60] Reine M B, Marciniak J W, Wong K K, et al. Characterization of HgCdTe MWIR back Illuminated Electron-initiated Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1376–1386.
- [61] Jack M, Asbrock J, Anderson C, et al. Advances in Linear and Area HgCdTe APD Arrays for Eye Safe LADAR Sensors [C]. *SPIE*, 2001, **4454**: 198–211.

新闻动态 News

美国下一代气象传感器即将发射

据 www.raytheon.com 网站报道, 美国航空航天局一颗载有一台气候气象监视传感器的卫星已经于 8 月 30 日运抵位于加利福尼亚州的范登堡空军基地, 准备于 10 月 25 日发射。

装在该卫星上的这台气候气象监视传感器是一台可见光红外成像仪辐射计组合仪器, 由美国雷神公司研制。它将作为美国下一代气象卫星系统的一部分提供先进的天气预报图像。

与目前的空间仪器相比, 该仪器的空间分辨率和光谱覆盖范围将分别提高 3 倍和 4 倍。由

于配备有先进的定标系统, 其在夜间的云探测情况也将得到改善。

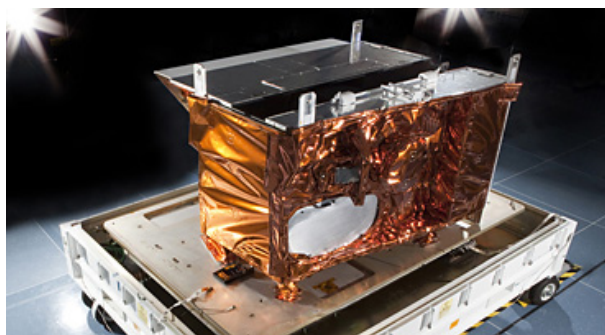


图 1 美国雷神公司研制的可见光红外成像仪辐射计组合仪器的外形

□ 高国龙